

УДК 535

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПОЛЯРИТОНОВ*

© 2004 г. М. Н. Либенсон, доктор физ.-мат. наук; Д. С. Смирнов

Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики,
Санкт-Петербург
E-mail: basilisk@narod.ru

В последние десять лет создание новых принципов разработки ближнеполюсных зондов носит ключевой характер для технологического прогресса ближнеполюсной оптики. Использование поверхностных поляритонов дает новый подход к решению этой проблемы. Электромагнитные волны такого типа могут обеспечить не только эффективный энергетический канал вдоль ближнеполюсного зонда, но также и хорошую локализацию поля на конце зонда.

Коды OCIS: 240.5420.

Поступила в редакцию 13.01.2004.

1. Введение

При исследовании поверхностных поляритонов в контексте ближнеполюсной техники необходимо решить две задачи:

- существование и распространение поверхностных поляритонов вдоль покрытого оболочкой цилиндрического волновода,
- возбуждение поверхностных поляритонов на поверхности металлического волновода.

В ближнеполюсных оптических устройствах локализация электромагнитного поля в субволновой зоне обычно достигается с помощью волоконных волноводов или зондов, имеющих выходной диаметр много меньше длины волны света в вакууме. На основании подхода, изложенного в [1–4], в настоящей работе исследованы поляритонные моды в трехслойном цилиндрическом волноводе (рис. 1).

Вопрос о механизмах и эффективности возбуждения светом поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) или поверхностных поляритонов на границе конденсированной среды является одним из основных для нескольких перспективных направлений сканирующей зондовой микроскопии. Как известно, для преобразования света в ПЭВ необходимы протяженные неоднородности рельефа (или диэлектрической проницаемости среды), типичной из которых является резонансная дифракционная решетка. В работе рассмотрено возбуждение цилиндрических

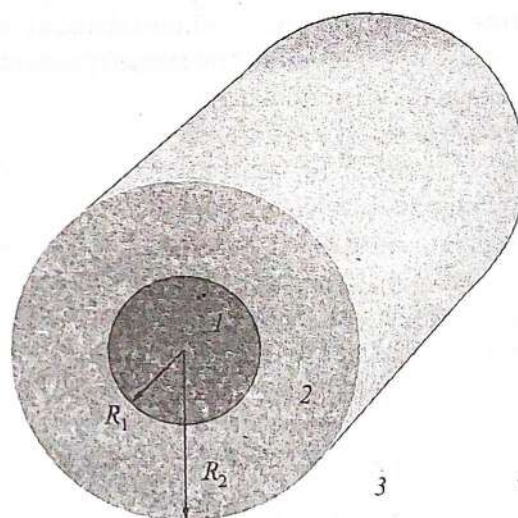


Рис. 1. Цилиндрический трехслойный волновод. 1 – сердцевина (ϵ_1), 2 – прослойка (ϵ_2), 3 – внешняя среда (ϵ_3).

дрических поверхностных поляритонов (ЦПП) на гармонической решетке, нанесенной в виде своеобразной винтовой “нарезки” на поверхность цилиндрического металлического волновода (рис. 2).

2. Распространение поверхностных поляритонов

Поперечное сечение трехслойного волновода показано на рис. 1. Волновод считается неограниченным вдоль оси z ; ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 обозначают диэлектрические проницаемости его сердцевины, прослойки и внешней среды соответственно.

Статьи, помеченные знаком *, написаны по материалам докладов, представленных на XI Международной конференции по взаимодействию излучения с веществом. (См. также “Оптический журнал”, № 6, 2004 г.)

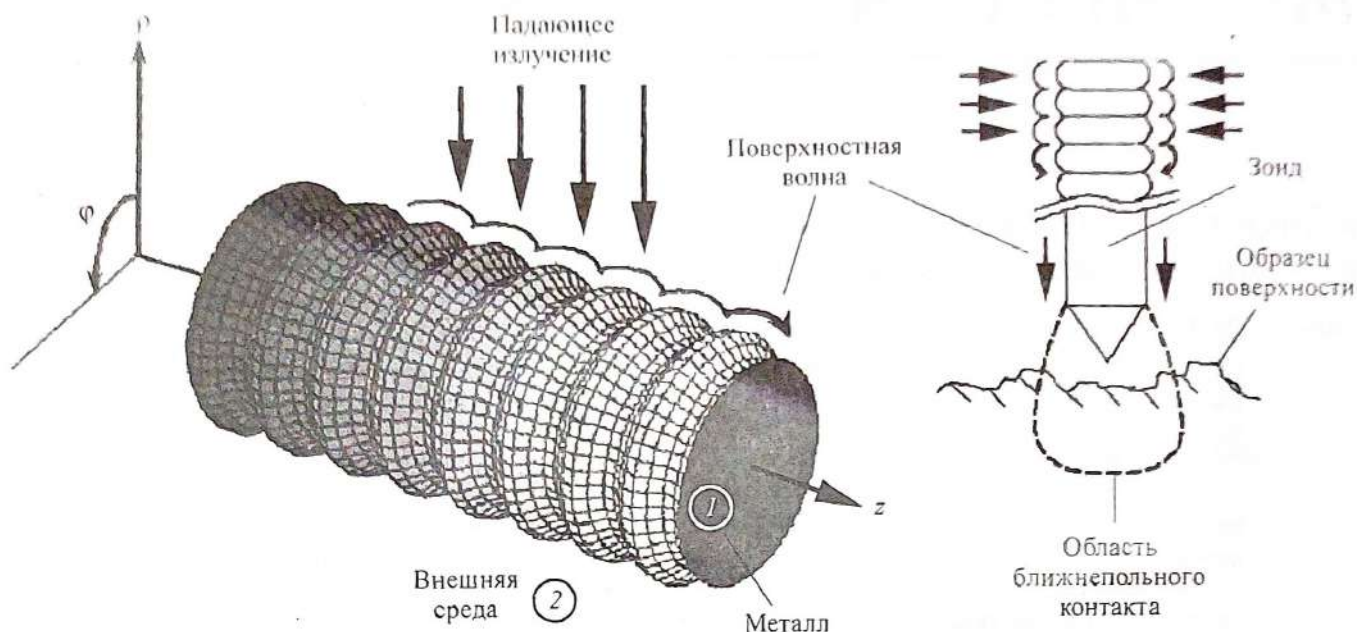


Рис. 2. Возбуждение поверхностной электромагнитной волны на цилиндрическом металлическом волноводе.

Показана возможность возбуждения двух типов поляритонных мод для трехслойного волновода с металлической прослойкой. Эти моды описываются соответственно симметричным и антисимметричным распределениями поля в металлическом слое. На рис. 3 приведена зависимость продольного компонента электрического поля E_z от радиальной координаты ρ для TM_0 -моды с симметричным (рис. 3а) и антисимметричным (рис. 3б) распределениями поля. Поле в прослойке описывается функциями МакДональда для симметричного распределения поля и

функциями Бесселя для антисимметричного (соответственно в случае планарной геометрии – гиперболическими и тригонометрическими функциями). Детально изучены структура различных компонентов ЦПП, дисперсионное соотношение для частоты в зависимости от волнового числа возбуждения, радиусов сердцевин и прослойки, их диэлектрических проницаемостей. Рассмотрены особенности быстрых (скорость распространения близка к скорости света в вакууме) и медленных поверхностных поляритонов. Показано, что групповая скорость медленных

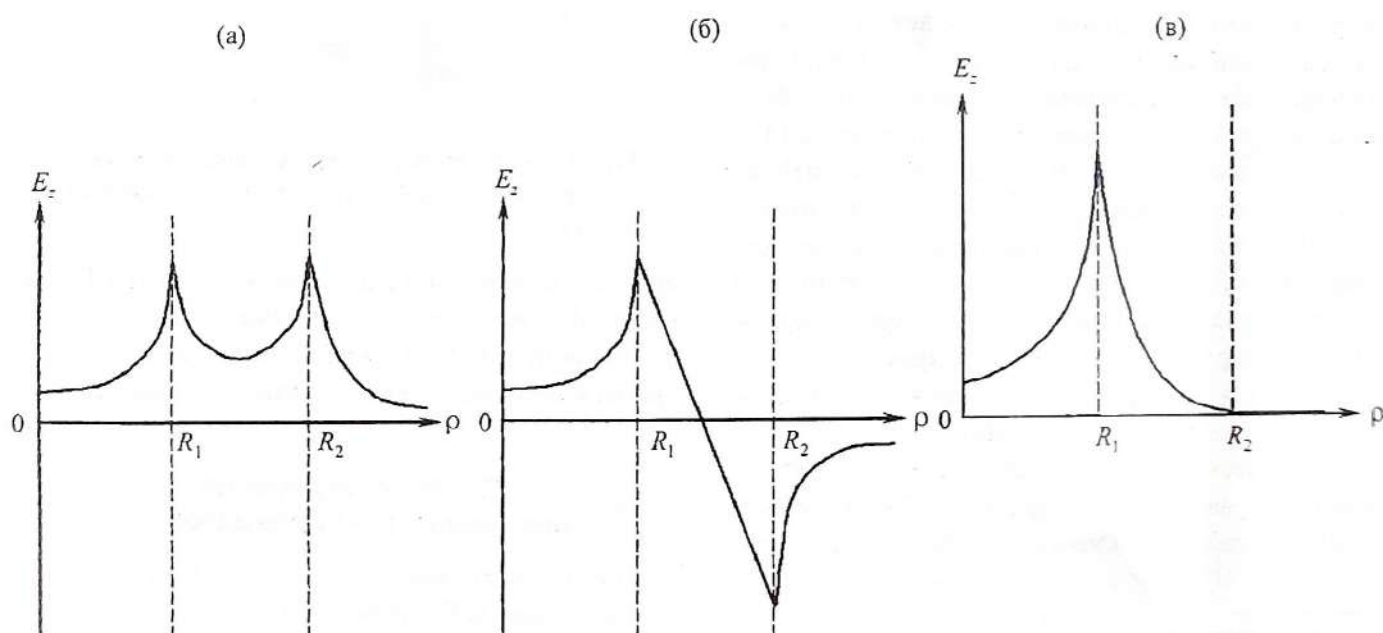


Рис. 3. Распределения поля TM_0 -моды: а – симметричное распределение поля, б – антисимметричное распределение поля, в – полная локализация поля (излучательные потери отсутствуют).

поверхностных поляритонов может быть много меньше, чем скорость света в вакууме.

2.1. Теоретическое рассмотрение

Компоненты $E_{z1(2,3)}, E_{\rho1(2,3)}, E_{\phi1(2,3)}, H_{z1(2,3)}, H_{\rho1(2,3)}, H_{\phi1(2,3)}$ электрического и магнитного полей в цилиндрических координатах ρ, ϕ, z записываются в виде

$$U_{wjm}(\rho) \exp(\pm im\phi \pm iqz - i\omega t), \quad (1)$$

где $U_{wjm}(\rho)$ – цилиндрические функции порядка m радиальной координаты ρ , являющиеся решениями уравнения Бесселя; $w = z, \rho, \phi; j = 1, 2, 3$ (цифры обозначают сердцевину, прослойку и внешнюю среду соответственно); $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ – порядок моды.

Соотношения, связывающие между собой компоненты электромагнитного поля цилиндрического поверхностного поляритона, получены с использованием уравнений Максвелла (табл. 1). В табл. 1 χ_j обозначают коэффициенты затухания полей вдоль оси ρ ($j = 1-3$), q – волновое число возбуждения, распространяющегося вдоль оси z (одинаковое для сердцевины, прослойки и внешней среды), k_0 – волновое число света в вакууме;

$$k_j = k_0 \sqrt{\epsilon_j}, \quad (2)$$

$$k_j^2 = q^2 - \chi_j^2, \text{ где } j = 1-3.$$

Из соотношений (2) следует, что q и $i\chi_j$ – проекции волнового вектора k_j на оси z и ρ соответственно.

Компоненты $E_{zj}(\rho)$ и $H_{zj}(\rho)$ ($j = 1-3$) определены из следующих соображений:

– при бесконечно малом ρ компоненты E_{z1}, H_{z1} ограничены; следовательно, исходя из известных свойств цилиндрических функций, решения выбираются в виде:

$$E_{z1}(\rho) = C_{01}I_m(\chi_1\rho), \quad H_{z1}(\rho) = C_{02}I_m(\chi_1\rho), \quad (3)$$

где I_m – модифицированная функция Бесселя порядка m ;

– при достаточно большом значении ρ компоненты E_{z3}, H_{z3} пренебрежимо малы, поэтому

$$E_{z3}(\rho) = C_{31}K_m(\chi_3\rho), \quad H_{z3}(\rho) = C_{32}I_m(\chi_3\rho), \quad (4)$$

где K_m – модифицированная функция Ханкеля порядка m ;

Таблица 1. Компоненты электрического и магнитного полей в цилиндрическом трехслойном волноводе

Компонент	Соотношение
$E_{\rho j}(\rho)$	$E'_{zj}(\rho) \frac{q}{i\chi_j^2} + H_{zj}(\rho) \frac{k_0 m}{\chi_j^2 \rho}$
$H_{\rho j}(\rho)$	$H'_{zj}(\rho) \frac{q}{i\chi_j^2} - E_{zj}(\rho) \frac{k_0 m}{\chi_j^2 \rho}$
$E_{\phi j}(\rho)$	$-H'_{zj}(\rho) \frac{k_0}{i\chi_j^2} + E_{zj}(\rho) \frac{qm}{\chi_j^2 \rho}$
$H_{\phi j}(\rho)$	$E'_{zj}(\rho) \frac{k_0}{i\chi_j^2} + H_{zj}(\rho) \frac{qm}{\chi_j^2 \rho}$

– в общем случае возможны два типа поляритонных мод – поляритонная мода I типа:

$$\begin{aligned} E_{z2}(\rho) &= C_{11}I_m(\chi_2\rho) + C_{21}K_m(\chi_2\rho), \\ H_{z2}(\rho) &= C_{12}I_m(\chi_2\rho) + C_{22}K_m(\chi_2\rho), \end{aligned} \quad (5)$$

и поляритонная мода II типа:

$$\begin{aligned} E_{z2}(\rho) &= C_{11}J_m(\chi_2\rho) + C_{21}Y_m(\chi_2\rho), \\ H_{z2}(\rho) &= C_{12}J_m(\chi_2\rho) + C_{22}Y_m(\chi_2\rho), \end{aligned} \quad (6)$$

где J_m – функция Бесселя порядка m , Y_m – функция Ханкеля порядка m . Типы поляритонных мод отличаются между собой видами распределения поля, которые подробно обсуждаются ниже.

Сначала рассмотрим ТМ₀-моду ($m = 0, H_z = 0$) I типа. Ее компоненты, полученные с использованием соотношений, представленных в табл. 1, и уравнений (3)–(6), приведены в табл. 2. Расчеты для моды II типа проводятся аналогично. Здесь введены обозначения $I'_m = dI_m/dx$, $K'_m = dK_m/dx$ и $C_{j1} = C_j$.

Соотношения между постоянными C_0, C_1, C_2, C_3 , полученные из граничных условий уравнений Максвелла, приводят к следующему характеристическому уравнению для рассматриваемой моды:

$$A_1 B_1 = C_1 D_1, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} A_1 &= I_0(y_{21})I'_0(y_{11})\epsilon_1/y_{11} - \\ &- I'_0(y_{21})I_0(y_{11})\epsilon_2/y_{21}, \end{aligned}$$

Таблица 2. Компоненты поля ТМ₀-моды I типа

Компонент	Сердцевина: $\rho \leq R_1$	Прослойка: $R_1 \leq \rho \leq R_2$	Внешняя среда: $\rho \geq R_2$
$E_z(\rho)$	$C_0 I_0(\chi_1 \rho)$	$C_1 I_0(\chi_2 \rho) + C_2 K_0(\chi_2 \rho)$	$C_3 K_0(\chi_3 \rho)$
$E_\rho(\rho)$	$C_0 I'_0(\chi_1 \rho) \frac{q}{i\chi_1}$	$C_1 I'_0(\chi_2 \rho) \frac{q}{i\chi_2} + C_2 K'_0(\chi_2 \rho) \frac{q}{i\chi_2}$	$C_3 K'_0(\chi_3 \rho) \frac{q}{i\chi_3}$
$H_\phi(\rho)$	$-C_0 I'_0(\chi_1 \rho) \frac{k_0 \epsilon_1}{i\chi_1}$	$C_1 I'_0(\chi_2 \rho) \frac{k_0 \epsilon_2}{i\chi_2} + C_2 K'_0(\chi_2 \rho) \frac{k_0 \epsilon_2}{i\chi_2}$	$C_3 K'_0(\chi_3 \rho) \frac{k_0 \epsilon_3}{i\chi_3}$

$$\begin{aligned}
B_1 &= K_0(y_{22})K'_0(y_{32})\epsilon_3/y_{32} - \\
&\quad - K'_0(y_{22})K_0(y_{32})\epsilon_2/y_{22}, \\
C_1 &= K_0(y_{21})I'_0(y_{11})\epsilon_1/y_{11} - \\
&\quad - K'_0(y_{21})I_0(y_{11})\epsilon_2/y_{21}, \\
D_1 &= I_0(y_{22})K'_0(y_{32})\epsilon_3/y_{32} - \\
&\quad - I'_0(y_{22})K_0(y_{32})\epsilon_2/y_{22},
\end{aligned}$$

$$y_{ij} = \chi_i R_j = R_j \sqrt{q^2 - k_0^2 \epsilon_i} \quad (i=1, 2, 3; j=1, 2).$$

Это уравнение при заданных k_0 , ϵ_1 , ϵ_2 и ϵ_3 определяет зависимость параметров q , χ_1 , χ_2 и χ_3 от R_1 и R_2 . В предельных случаях – если сердцевина и прослойка однородны или прослойка отсутствует – это уравнение переходит в уравнение, полученное в [1] для случая двухслойного цилиндрического волновода.

2.2. Результаты

Рассмотрена полная локализация поля (рис. 3в) ЦПП внутри покрытого оболочкой волновода (излучательные потери отсутствуют). В этом случае размер области локализации ближнепольного взаимодействия в точности равен выходному диаметру зонда.

Показано, что в цилиндрическом трехслойном волноводе с металлической сердцевиной или металлической прослойкой ЦПП не имеет отсечки даже при стремлении радиусов сердцевины и прослойки к нулю. При этом коэффициент недиссипативного затухания полей неограниченно возрастает и ЦПП (ТМ₀-мода) могут быть локализованы теоретически в сколь угодно малом пространстве.

3. Возбуждение поверхностных поляритонов

Проведен анализ дифракции внешней электромагнитной волны, сходящейся к продольной оси цилиндрического металлического волновода, на поверхность которого нанесена гармоническая решетка. Анализ показал существование компонента поля, распространяющегося вдоль поверхности цилиндрического волновода. При прочих равных условиях его амплитуда максимальна, когда волновое число падающего излучения совпадает с волновым числом ЦПП на данной частоте света. Для случая нормального падения излучения на “гофрированную” гармоническую решеткой поверхность волновода теоретически получено выражение для коэффициента преобразования. Оно связывает амплитуду продольного компонента электрического вектора поверхностной волны на границе с результирующим полем световой волны на поверхности, определяемым ин-

терференцией падающей и зеркально отраженной объемных волн. Исследована дисперсия коэффициента преобразования в зависимости от волнового числа поверхностной волны и частоты.

3.1. Теоретическое рассмотрение

Пусть внешняя цилиндрическая электромагнитная волна сходится к оси волновода радиусом R_0 , поверхность которого представляет собой гармоническую решетку, описываемую уравнением

$$\xi(z) = h e^{igz} + R_0,$$

где h – высота решетки, g – ее волновой вектор ($g = |g| = 2\pi/d$), d – период решетки (рис. 4).

Одним из главных положений теории преобразования объемной волны в ПЭВ является то, что наряду с падающей из среды 2 (рис. 4) волной k_0 , отраженной k_r и прошедшей в среду 1 волной k_t в результате дифракции на решетке появляется рассеянная вдоль поверхности волна с волновым вектором k_s , по структуре поля аналогичная ПЭВ. Рассеянием поля под другими углами пренебрегаем.

Таким образом, полное электрическое поле в вакууме и поверхностно-активной среде определяется уравнениями:

$$E_1 = \left(E_t e^{ik_t(\rho-R_0)} / \rho + (F_{1z} + F_{1\rho}) I_0(\chi_{1\rho}) e^{ik_s z} \right) e^{i\omega t}$$

при $\rho \leq R_0$,

$$\begin{aligned}
E_2 = & \left(E_0 e^{ik_0(\rho-R_0)} / \rho + E_r e^{-ik_0(\rho-R_0)} / \rho + (F_{2z} + F_{2\rho}) \times \right. \\
& \left. \times K_0(\chi_{2\rho}) e^{ik_s z} + (F_{2z} + F_{2\rho}) K_0(\chi_{2\rho}) e^{ik_s z} \right) e^{i\omega t}
\end{aligned}$$

при $\rho \geq R_0$,

где $I_m(x)$, $K_m(x)$ – модифицированные функции Бесселя порядка m первого и второго типов соответственно, E_0 , E_r , E_t – векторные поля на поверхности $z = R_0$ падающего, отраженного и прошедшего излучения соответственно, F_{1z} , $F_{1\rho}$, F_{2z} , $F_{2\rho}$ – векторы продольного и поперечного компонентов рассеянной волны соответственно, χ_1 , χ_2 – коэффициенты затухания ЦПП в средах 1 и 2 соответственно.

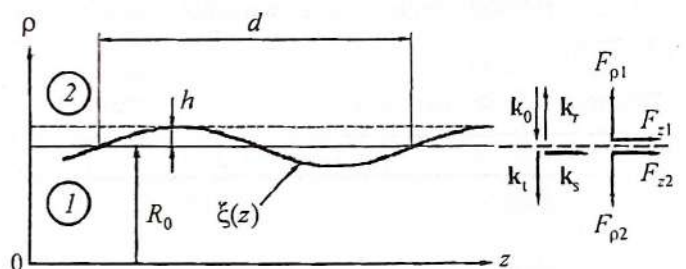


Рис. 4. Преобразование нормально падающего внешнего излучения в цилиндрические поверхностные поляритоны на гармонической решетке.

Подставляя (8) в волновые уравнения Максвелла, можно получить необходимые связи для коэффициентов затухания ЦПП:

$$\chi_1^2 + k_1^2 = \chi_2^2 + \varepsilon_2 k_0^2 = k_s^2, \quad k_1^2 = \varepsilon_1 k_0^2.$$

Следует отметить, что в отличие от случая возбуждения на плоской границе при возбуждении ПЭВ на цилиндрической поверхности коэффициенты затухания будут зависеть и от радиуса кривизны этой поверхности R_0 . Соотношения для коэффициентов затухания ЦПП можно записать в неявном виде как

$$\chi_1 = \varepsilon_1 k_0 I_1(\chi_1 R_0) \sqrt{-\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1^2 I_1^2(\chi_1 R_0) - \varepsilon_2^2 K_1^2(\chi_2 R_0)}},$$

$$\chi_2 = \varepsilon_2 k_0 K_1(\chi_2 R_0) \sqrt{-\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1^2 I_1^2(\chi_1 R_0) - \varepsilon_2^2 K_1^2(\chi_2 R_0)}},$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – диэлектрические проницаемости сред 1 и 2 соответственно.

Предполагая далее везде, что высота решетки является достаточно малой по сравнению с периодом гармонической решетки ($h \ll d$), радиусом волновода ($h \ll R_0$) и длиной волны падающего излучения ($h \ll \lambda$), а также что выполнено условие типа фазового синхронизма, вычислим коэффициент преобразования объемного излучения в ЦПП.

Отметим, что

$$E_t = \frac{2}{1+n} E_0, \quad E_r = \frac{1-n}{1+n} E_0, \quad n = \frac{n_2}{n_1} = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}. \quad (9)$$

Выражения (9) представляют собой френелевскую связь между падающим E_0 , отраженным E_r и прошедшим E_t полями на границе раздела сред.

Граничное условие непрерывности компонентов поля

$$(\mathbf{E}_1)_{\text{tan}} = (\mathbf{E}_2)_{\text{tan}}, \quad (10)$$

$$\varepsilon_1 (\mathbf{E}_1)_n = \varepsilon_2 (\mathbf{E}_2)_n \quad (11)$$

и условия отсутствия зарядов в средах

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{E}_1 &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{E}_2 &= 0 \end{aligned} \quad (12)$$

дают следующую взаимосвязь между продольным и поперечным компонентами поля ЦПП на границе двух сред:

$$\begin{aligned} F_{1z} I_0(\chi_1 R_0) &= F_{2z} K_0(\chi_2 R_0) = F_z, \\ (I_0(\chi_1 R_0) / R_0 + \chi_1 I_1(\chi_1 R_0)) F_{1p} &= \\ &= (K_0(\chi_2 R_0) / R_0 - \chi_2 K_1(\chi_2 R_0)) F_{2p}, \quad (13) \\ [1/R_0 + \chi_1 I_1(\chi_1 R_0) / I_0(\chi_1 R_0)] F_{1p} &= -ig F_{1z}, \\ [1/R_0 + \chi_2 K_1(\chi_2 R_0) / K_0(\chi_2 R_0)] F_{2p} &= -ig F_{2z}. \end{aligned}$$

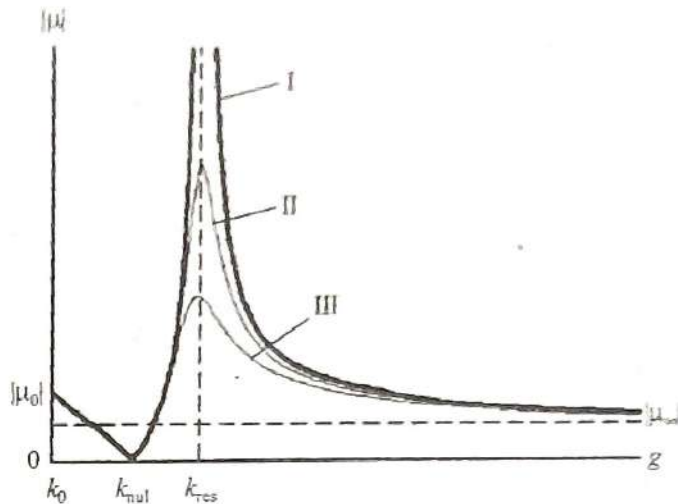


Рис. 5. Зависимость эффективности возбуждения цилиндрических поверхностных поляритонов от модуля волнового числа: I – среда без потерь, II, III – среды с потерями.

Основное соотношение между амплитудами поверхностной и падающей волн дает условие непрерывности электрического поля (11) на гофрированной поверхности:

$$F_z = \mu E_t h / R_0, \quad (14)$$

где коэффициент преобразования объемного излучения в ЦПП записывается как

$$\begin{aligned} \mu &= \\ &= \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(ik_1 - 1/R_0)(I_0/R_0 + \chi_1 I_1)(K_0/R_0 - \chi_2 K_1)}{ig(\varepsilon_2 \chi_1 I_1 K_0 + \varepsilon_1 \chi_2 I_0 K_1 + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1)I_0 K_0 / R_0)}, \end{aligned} \quad (15)$$

где $I_j = I_j(\chi_j R_0)$, $K_j = K_j(\chi_j R_0)$, $j \in \{0, 1\}$.

3.2. Результаты

Показано, что в случае резонансного возбуждения ЦПП при соблюдении условия типа фазового синхронизма коэффициент преобразования ограничен только диссипативными и излучательными потерями (рис. 5). При нерезонансном возбуждении ЦПП амплитуда волны конечна и быстро уменьшается с увеличением расстройки. Возможность значительного усиления светового поля на поверхности в результате возбуждения ЦПП не противоречит никаким законам сохранения, а является следствием, с одной стороны, когерентной подкачки энергии объемной волны в ЦПП при его распространении вдоль резонансной решетки, а с другой – высокой локализации распределения энергии в ЦПП.

4. Заключение

Рассмотренные особенности поверхностных поляритонов в ближнепольном зонде показывают пре-

имущества использования поверхностных волн применительно к ближнепольной технике.

Предложенный подход для локализации света имеет практические преимущества для излучения инфракрасного диапазона (в особенности для излучения CO_2 -лазера), где длина пробега цилиндрического поверхностного поляритона составляет 1–10 см, а зонды могут быть изготовлены с помощью существующих технологий.

Численные расчеты показали, что в типичном случае резонансной решетки с высотой около 0,1 длины волны электрические поля ЦПП и внешней падающей волны сопоставимы по амплитуде. Это подразумевает достаточную эффективность преобразования лазерного излучения в поверхностные электромагнитные волны для практических нужд в области ближнепольной оптики.

Работа поддержана грантами РФФИ 01-02-16782, 03-02-16617, Минобразования Е-02-3.2-386 и грантом ведущих научных школ НШ-1370.2003.8.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gurevich V.S., Libenson M.N. Surface polaritons propagation along micropipettes // *Ultramicroscopy*. 1995. V. 57. P. 277–281.
2. Либенсон М.Н. Оптические поверхностные электромагнитные волны // *Соросовский образовательный журнал*. 1996. Т. 10. С. 92–98.
3. Takahara J., Yamagishi S., Taki H., Morimoto A., Kobayashi T. Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter // *Optics Letters*. 1997. V. 22. P. 475–477.
4. Libenson M.N., Martinovsky G.A., Smirnov D.S. Resonant surface polaritons of the cylindrical near-field tip // *Proc. SPIE*. 2002. V. 4750. P. 163–170.